



TITLE:

励起子凝縮体のソリトン伝播(基研短期研究会「複合系における動力学の新展開」,研究会報告)

AUTHOR(S):

花村, 榮一

CITATION:

花村, 榮一. 励起子凝縮体のソリトン伝播(基研短期研究会「複合系における動力学の新展開」,研究会報告). 物性研究 1995, 63(5): 635-638

ISSUE DATE:

1995-02-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/95460>

RIGHT:

励起子凝縮体のソリトン伝播

花村 榮一 東京大学工学部物理工学科

Cu₂O結晶中の最低エネルギーをもつ電子的素励起は、黄色系列中の1S準位のバラ励起子である。この準位は、電気双極子と4重極遷移禁制で、さらにスピン禁制であるのでミリ秒オーダーの長寿命をもつ。その結果、バンド間遷移の光吸収係数で決まる1μmの厚さで結晶表面に形成された電子・正孔系は、1psのオーダーで励起子を形成し、10μsのうちに格子温度をもつ熱平衡系に達する。その結果、Bose凝縮の臨界濃度 $N_c(T)$ 以上の濃度で励起された励起子はボーズ凝縮し、数mmの長さを持つ結晶の背面まで到達できる。Mysyrowiczら¹⁾ は、 10^{17}cm^{-3} の励起子濃度では2.4K以下の格子温度で、励起子凝縮体がパルスをして結晶の背面に到達できることを観測した。また、格子温度を1.85Kに固定して、数nsのレーザー・パルスの励起強度を 10^5W/cm^2 以上にするとき、この励起子凝縮体のパルス伝播を観測している。この励起子濃度と格子温度は、理想Bose気体の凝縮条件を満たしているので、Mysyrowiczらは励起子のBose凝縮に起因する超流動現象として解釈した。

最近、実にMysyrowiczら²⁾ は同じ実験条件で、第1のパルス励起の278ns後に第2のパルス励起を実行すると、図1に示すように、第2のパルスで励起された励起子系は $\text{sech}^2[(R-V_s t)/R_0]$ のソリトン波として伝播することを発見した。ここで、 V_s は励起子凝縮体の伝播速度で励起強度に依存するが、図1の場合は $4 \times 10^5\text{cm/s}$ であり、 R_0 はパルス幅で0.8mmであった。また、第1パルスの励起がボーズ凝縮条件を満たすときは、第2パルスの励起強度をかなり広い範囲で変動させても、ソリトン波を形成することが確かめられた。

さて、励起子凝縮体がなぜソリトンとして伝播することが可能になるかを理論的に考察してみたい。

(a) 励起子凝縮体の運動方程式

励起子場 $\hat{\Psi}(\mathbf{R}, t)$ の運動方程式を、励起子間の斥力相互作用の下で展開する。ここで、バラ励起子は軌道・スピンの縮重がないので励起子分子を形成することはない、斥力のみが働くことは確かめられている。励起子演算子 $\hat{\Psi}(\mathbf{R}, t)$ の運動方程式を凝縮状態 $|\Psi_s\rangle = |K_0\rangle |K_1, K_2, \dots\rangle$ に射影する。ここで $|K_0\rangle$ はコヒーレントな凝縮状態で、 $\hat{\Psi}(\mathbf{R}, t)|K_0\rangle = \Psi(\mathbf{R}, t)|K_0\rangle$ で、他の $|K_1\rangle, |K_2\rangle, \dots$ は各運動量をもつFock状態とする。そのとき、凝縮状態 $\Psi(\mathbf{R}, t)$ の従う方程式は次のように導ける。

$$i\hbar\dot{\Psi} = \left(\hbar\omega_0 - \frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2 \right) \Psi + f(\mathbf{R})\Psi - g|\Psi|^2\Psi. \quad (1)$$

ここで、 $f(\mathbf{R}) \equiv V_0 n(\mathbf{R})$ は励起子間の斥力相互作用の1次の効果であり、 V_0 はその0-Fourier成分である。 $n(\mathbf{R}) = |\Psi(\mathbf{R}, t)|^2 + \sum_q n_q$ は \mathbf{R} における全励起子濃度である。 g は2次の相互作用の効果で、

$$g = \sum' \frac{|V_k|^2}{\hbar \epsilon(\mathbf{K}_0 + \mathbf{k}) + \epsilon(\mathbf{K}_0 - \mathbf{k}) - 2\epsilon(\mathbf{K}_0)}. \quad (2)$$

表式から分かるように、 \mathbf{K}_0 に凝縮している励起子間にもみ引力として働く。すなわち、2つの凝縮した、すなわち最低エネルギー $\epsilon(\mathbf{K}_0)$ をもつ励起子間に相互作用が働いて、 $\epsilon(\mathbf{K}_0 + \mathbf{k})$ と $\epsilon(\mathbf{K}_0 - \mathbf{k})$ ($> \epsilon(\mathbf{K}_0)$)に仮想的に励起されるプロセスで $g > 0$ 、すなわち、引力が働くことになる。高いエネルギー準位にいる励起子との相互作用では、(2)式のエネルギー分母が正側と負側から0に接近するときの(2)式の発散が消し合い、凝縮状態間に働く引力に比して無視できる。

(b) 凝集体の運動の解を求める

凝集体に対しては、次式のように振幅 $\phi(\mathbf{R}, t)$ と $\theta(\mathbf{R}, t)$ に分割する。

$$\Psi(\mathbf{R}, t) = \phi(\mathbf{R}, t) \exp[i\theta(\mathbf{R}, t)]. \quad (3)$$

これを(1)式に代入し、実部と虚部を比較して、次の2つの方程式を得る：

$$\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 \phi + g|\phi|^2 \phi = \left[\hbar \dot{\theta} + \hbar \omega_0 + \frac{M}{2} v_s^2 + f(\mathbf{R}) \right] \phi, \quad (4)$$

$$(\nabla \cdot \mathbf{v}_s) \phi + \phi + \mathbf{v}_s \cdot \nabla \phi = 0. \quad (5)$$

ここで、凝縮体の速度 $\mathbf{v}_s = \hbar \nabla \theta / M$ を導入した。ここで、Landauの超流動部分はポテンシャル流であるとする次の方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V}_s + \text{grad} \left(\frac{1}{2} \mathbf{V}_s^2 + \frac{1}{M} f(\mathbf{R}) \right) = 0 \quad (6)$$

と整合するように、(4)式の右辺を0とおく。すなわち、右辺の中の係数のgradをとったものが(6)式となっている。従ってその係数は定数とおくことができることを意味しているが、境界条件からその定数を0に選べる。さらに、我々は定常伝播のみに興味をもつので、 $\phi(\mathbf{R} - \mathbf{V}_s t)$, $\theta(\mathbf{R} - \mathbf{V}_s t)$ と仮定し、 $\nabla \cdot \mathbf{v}_s = 0$ と近似すると(5)式は自然に満たされる。従って我々は、(4)式と(6)式の連立方程式を解くことになる。

(c) 物理的状況

結晶面の70%以上を照射するので、励起子の伝播は結晶の厚さ方向の1次元の問題と近似する。そのとき、(6)式の解は $\mathbf{V}_s = \sqrt{2V_0 n(\tau)/M}$, $n(\tau) = |\phi|^2 + N$ と求められる。ここで、 $\tau = \mathbf{R} - \mathbf{V}_s t$ であり、 N は非凝縮励起子の濃度である。今、第一の凝縮励起子パルスが伝播した後には、非凝縮励起子がとり残される。その軌跡に第2の励起子のパケットが伝播する。従って、 $N \gg |\phi|^2$ と凝縮している励起子成分が十分少ないときには $\mathbf{V}_s = \sqrt{2V_0 N/M}$ と定数で近似でき、(4)式の解は

$$\phi = \phi_0 \operatorname{sech}\left(\frac{R - V_s t}{R_0}\right), \quad (7)$$

となり、ピーク値 ϕ_0 とパルス幅 R_0 の間には $R_0 = \hbar / (\phi_0 \sqrt{gM})$ の関係が成り立っている。他方、 $N > |\phi|^2$ ではあるが、速度を $V_s(1 + |\phi|^2/2N)$ と近似できるときには、同様に解析的に(4)式が解ける。

$$|\phi|^2 = \frac{|\phi_0|^2 \exp(-\Delta/2)}{\cosh\left(\frac{R - V_s t}{R_0}\right) - \left(\frac{1 - e^{-\Delta/2}}{2}\right)}. \quad (8)$$

ただし、 $\Delta = \log(1 + X)$, $X = (|\phi_0|^2/2N)(MV_s/2Ng) \ll 1$ となる。ピーク $R = V_s t$ 付近で、(7)式より急峻となるパルスを与える。図2に(7)式よりえられる励起子パルスと観測量との比較を示す。

(d) 吟味

空間的な拡がり R_c のパルスを形成するには、波数空間で $|\mathbf{K}_c| \equiv 2\pi/R_c$ 内の長波成分を重畳する必要がある。従って、(2)式の積分は $\hbar \leq |\mathbf{K}_c|$ の条件下で積分して、 g 値が評価できる：

$$g|\phi_0|^2 = \frac{1}{2}(26)^{2/3} E_{\text{exc}}^b N_0 a_B^3 (n a_B^3)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{a_B}{R_c}\right)^2, \quad (9)$$

ここで、 $V_0 = 26\pi E_{\text{exc}}^b a_B^3/V$ を用いた。これを用いて、パルス幅 $R_0 = \hbar / (\phi_0 \sqrt{gM})$ を求めると、

$$R_0 = R_c (26)^{-\frac{3}{4}} \left(\frac{4m}{M}\right)^{\frac{1}{2}} (n a_B^3)^{\frac{1}{4}} (n_0 a_B^3)^{-\frac{1}{2}} \quad (10)$$

と評価でき、 $n = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $n_0 = 0.1 \times n$ を用いると $R_0 \approx R_c$ となることが確かめられ、自己無撞着であることが分かる。さらに凝縮励起子振幅 ϕ_0 とパルス幅 R_0 の間に成立する $R_0 \cdot \phi_0 = \sqrt{\hbar^2/gM}$ の関係も実験で確かめられている。

以上により、励起子パルスのソリトン波はBose凝縮した励起子系のfrictionなしの伝播とBose凝縮した励起子間の引力によりソリトン波の伝播として理解できる。

References

- 1) E. Fortin, S. Fafard, and A. Mysyrowicz: Phys. Rev. Lett. 70, 3951 (1993).
- 2) A. Mysyrowicz, E. Fortin, E. Benson, S. Fafard, and E. Hanamura: Solid State Commun. in print.
- 3) E. Hanamura: Solid State Commun. 91, 889 (1994).

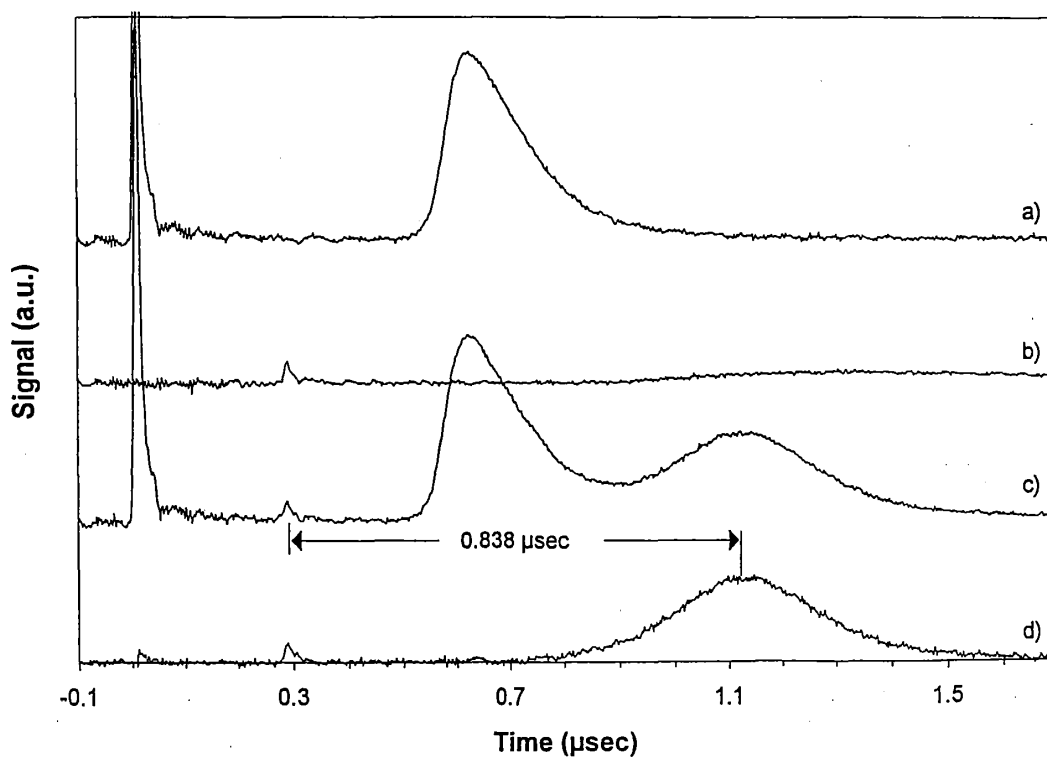


図1. 2連続パルス励起下における励起子パルス伝播を示す実験²⁾。(a)単一パンプパルス励起の場合。(b)単一プローブパルス励起の場合。(c)パンプとプローブパルス励起による信号。(d) (c)と(a)の信号差を示す。

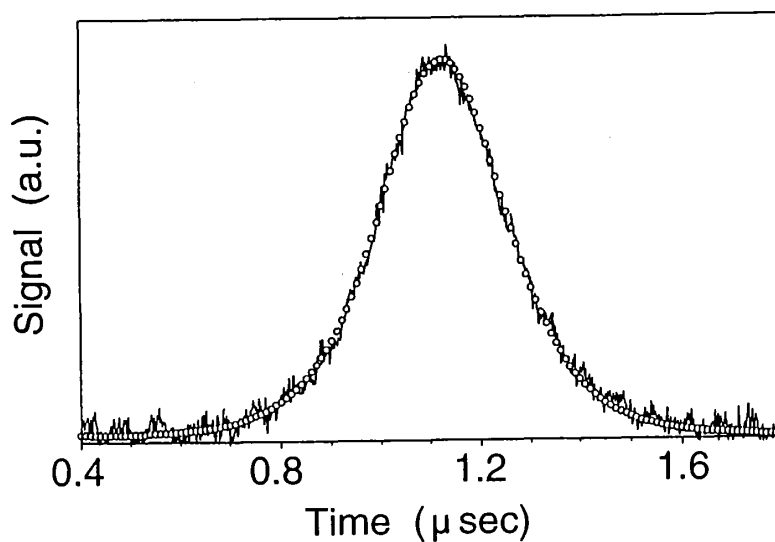


図2. 図1(d)の信号と本文(7)式の結果(丸印)の比較より、ソリトン波であることを確認する³⁾。